

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie-Cécile LEFEVRE-LE GENTIL

1960

- 1^{re} Thèse. — Sur la sensibilité des cristaux de AgBr dans les émulsions ionographiques.
- 2^{me} Thèse. — Théories sur les origines du rayonnement cosmique.

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

MM. MORAND

Président.

VASSY

Examineurs.

ROUAULT

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Marie-Cécile LEFEVRE-LE GENTIL

1^{re} Thèse. — Sur la sensibilité des cristaux de AgBr dans les émulsions ionographiques.

2^{me} Thèse. — Théories sur les origines du rayonnement cosmique.

Soutenues le

devant la Commission d'examen.

MM. MORAND

Président.

VASSY

Examineurs.

ROUAULT



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen J. PÈRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	KIRRMANN	T	Théories chimiques.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparées.	CHADEFAUD	T	Botanique.
PÈRÈS	T	Mécanique des fluides et applications.	DESTRIAU	T	Physique (M. P. C.).
BARRABE	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	M ^{lle} LE BRETON	T	Physiologie générale.
BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynam.	SALEM	T	Mathématiques générales.
PLANTEFOL	T	Botanique.	LELONG	T	Mathématiques générales.
GRASSÉ	T	Evolution des êtres organisés.	DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
PREVOST	T	Chimie organique.	EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynam.
WYART	T	Minéralogie.	GODEMENT	T	Mathématiques (M. G. P.).
TEISSIER	T	Zoologie.	PISOT	T	Technique mathématique de la Physique
MANGENOT	T	Biologie végétale.	E. ROCH	T	Géologie.
P. AUGER	T	Physique quantique et relativité.	SCHATZMANN	T	Astrophysique.
MONNIER	T	Physiologie générale.	TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
PIVETEAU	T	Paléontologie.	ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).	LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
H. CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).	RIZET	T	Génétique.
LAFFITE	T	Chimie générale.	ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.	M ^{me} TONNELAT	T	Relativité.
COULOMB	T	Physique du Globe.	DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
M ^{lle} COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).	SOUCHAY	T	Chimie générale.
CHRETIEN	T	Chimie minérale.	AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
P. DRACH	T	Zoologie.	BRUSSET	T	Chimie minérale.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).	M. LÉVY	T	Physique théorique des hautes énergies
EPHRUSSI	T	Génétique.	Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
WURMSER	T	Biologie physico-chimique.	M ^{me} HUREL-PY	T	Biologie végétale (P. C. B.).
RIVIÈRE	T	Géologie (S.P.C.N.), Orsay.	PIAUX	T	Chimie (M. P. C.).
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).	BRUN	T	Mécanique expérimentale des fluides.
LUCAS	T	Recherches physiques.	LEDERER	T	Chimie biologique.
A. THOMAS	T	Biologie cellulaire.	M ^{me} DUBREIL	T	Mathématiques.
ARNULF	T	Optique appliquée.	M ^{me} LELONG	T	Mathématiques (E. N. S.).
M. MORAND	T	Enseignement de Physique.	BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.).
SOLLEILLET	T	Physique (P.C.B.).	COTTE	T	Physique (Orsay).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.	J. E. DUBOIS	T	Chimie organique.
DANJON	T	Astronomie.	LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.).
PETIT	T	Biologie maritime.	A. MICHEL	T	Chimie (S. P. C. N.).
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	OLMER	T	Energétique générale.
GALLIEN	T	Embryologie.	ROUAULT	T	Physique générale.
EICHORN	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T	Chimie Physique.	BROSSEL	T	Physique atomique.
THELLIER	T	Physique du Globe.	BUSER	T	Physiologie comparée.
L'HÉRITIER	T	Génétique.	CAMUS	T	Physiologie végétale (3 ^e cycle).
GRIVET	T	Radioélectricité.	CASTAING	T	Physique générale.
PONCIN	T	Mécanique générale.	CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.	MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
QUELET	T	Chimie organique.	PANNETIER	T	Chimie (S. P. C. N.).
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.	POSSOMPES	T	Zoologie.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.	PULLMANN	T	Chimie théorique.
CUVILLIER	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
JUNG	T	Pétrographie.	TONNELAT	T	Biologie physico-chimique.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.	VILLE	T	Econométrie.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.	WILLEMART	T	Chimie (P. C. B.).
JACQUINOT	T	Spectroscopie et Physique céleste.	DODE	T	Chimie (S. P. C. N.) Orsay.
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.	FREYMAN	T	Physique générale.
DESTOUCHES	T	Théories physiques.	GUINOCHE	T	Biologie végétale (Orsay).
M. PRUVOST	T	Géologie.	ROLLET	T	Chimie (P. C. B.).
AMIEL	T	Chimie générale.	M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (P. C. B.).
HOCART	T	Minéralogie.	CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des group
J.-P. MATHIEU	T	Physique (option). (Orsay)	ARNOULT	T	Electronique.
COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.).	CHAPELLE	T	Physique (M. P. C.) Orsay.
MAY	T	Zoologie (Orsay).	DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
CHOCQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.	DENY	T	Mathématiques (M. G. P.).
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.	GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
GUINIER	T	Physique des solides.	G. LUCAS	T	Géologie.
JOST	T	Physiologie comparée.	ALLARD	T	Chimie physique.
FORTET	T	Calcul des probabilités et Physique math.	BERTHELOT	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.	BRICARD	T	Météorologie et Physique de l'atmosphère
CHOUARD	T	Physiologie végétale.	M ^{me} ALBE-FESSARD	T	Psycho-Physiologie.
MALAVARD	T	Aviation.	FRIEDEL	T	Physique des solides.
BRELOT	T	Calcul différentiel.	M. JULIA	T	Etude des molécules organiques complexes
NORMANT	T	Synthèse organique.	LENDER	T	Biologie animale (S. P. C. N.) Orsay.
BENARD	T	Chimie Minérale.	MAGAT	T	Physico-chimie des rayonnements.
BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).	M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie.
DUGUE	T	Statistiques mathématiques.	MONOT	T	Chimie du métabolisme.
GELOSO	T	Chimie (S. P. C. N.).	BENOIT	T	Physiologie animale.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.	DE POSSEL	T	Analyse numérique.
ULRICH	T	Physiologie végétale.	CHARLOT	T	Chimie analytique.
			HAISSINSKY	T	Radiochimie.

Secrétaire général C. MONIET

A Monsieur le Professeur MAX MORAND.

Hommage respectueux.

SUR LA SENSIBILITÉ DES CRISTAUX DE Ag Br DANS LES ÉMULSIONS IONOGRAPHIQUES

par MARIE-CÉCILE LEFEVRE-LE GENTIL.

I. INTRODUCTION

Après le passage d'une particule chargée, l'émulsion ionographique développée présente des alignements plus ou moins denses de grains d'argent. Ces alignements fournissent la seule représentation observable du parcours de la particule.

La formation de chaque grain de la trace est le résultat de deux phénomènes distincts. Le premier processus est le résultat du passage, à travers les cristaux de AgBr, de la particule chargée qui, étant donné sa vitesse, peut communiquer à certains électrons une énergie suffisante pour les exciter ou les ioniser. Ces phénomènes complexes — qui ne peuvent être ni examinés ni contrôlés expérimentalement dans le cas actuel, vu la dimension des cristaux — ont donné lieu à différentes théories pour expliquer la formation de l'image latente ; nous résumerons les deux théories qui ont été successivement mises en avant. Le deuxième processus est proprement chimique et consiste, lors du développement de l'émulsion, à transformer le cristal rendu développable en un grain d'argent. Nous n'aborderons pas ce problème au cours de notre travail.

Dans une émulsion, la densité de grains est directement liée à la concentration en bromure d'argent, qui est la plus grande possible ; dans les émulsions ionographiques, le volume se partage, en parties égales, entre le AgBr et la gélatine ; en poids, la concentration de AgBr est de 80 %. La composition de toutes les émulsions ionographiques est très voisine ; prenons les cas précis des émulsions *Ilford* C2 et G5, pour lesquelles le nombre d'atomes de Br par cm^3 est respectivement : $1,02 \times 10^{22}$ et $1,17 \times 10^{22}$ ⁽¹⁾. Or, une émulsion C2 ne permet pas de distinguer, parmi les grains du voile, la trace d'une particule de très grande vitesse qui, dans une émulsion G5, compte une vingtaine de grains par 100 μ . Etant donné que la dimension respective des cristaux dans ces deux émulsions ne peut expliquer ce comportement différent, il nous faut définir une caractéristique des cristaux que nous appellerons la sensibilité. Cette expression est encore imprécise ; un des buts de ce travail consiste justement à mieux la définir.

À la lumière des théories sur l'image latente, nous serons également conduit à reprendre certains problèmes théoriques. Etant donné que le nombre des électrons émis grâce au passage de la particule incidente ne suffit pas, comme nous le verrons, pour expliquer la densité de grains des traces, nous ferons appel à un phénomène secondaire : ces premiers électrons émis produisent eux aussi, comme la particule incidente, des actions d'excitation et d'ionisation dans les cristaux de AgBr. Nous devrons donc étudier complètement les distributions en fonction de la vitesse et de l'énergie de ces électrons. Il s'agit, en somme, de reprendre le problème général des collisions entre la particule incidente et les ions du cristal.

Etant donné la complexité de tous les éléments envisagés, nous n'avons pas pris tout le domaine de variation de l'énergie de la particule incidente. Le plus souvent, nous ne considérons que le cas où la particule incidente est au minimum d'ionisation. Mais, nous ferons également varier l'énergie, tout en restant dans un domaine où la particule ne perd pas suffisamment d'énergie pour que la trace présente de nombreux amas d'argent (dans ce cas, la structure de la trace est plus complexe et doit faire intervenir des théories modifiées). Ce domaine est tel que, expérimentalement, les grains d'Ag sont pratiquement bien séparés.

II. THÉORIES SUR LA FORMATION DE L'IMAGE LATENTE

Etant donné que l'on a utilisé les émulsions photographiques avant les émulsions nucléaires, les premiers travaux ont porté sur l'action de la lumière. Ils ont été surtout mis au point par R.W.GURNEY & R.F.MOTT⁽²⁾ en 1933. Puis, plus tard, les mêmes théories ont été appliquées à l'action des particules ionisantes. Si, globalement, l'effet est le même, le problème précis ne peut être envisagé suivant un mécanisme identique et, très récemment, J.W.MITCHELL³ a élaboré une théorie nouvelle pour expliquer la formation de l'image latente et l'influence des sensibilisateurs photographiques.

A. Théorie de Gurney & Mott. — Dans leur étude sur le comportement à la lumière des émulsions photographiques, R.W.GURNEY & R.F.MOTT⁽²⁾ ont mis au point une théorie dont les grandes lignes sont encore valables et qui rendait bien compte des résultats expérimentaux.

Dans le cas envisagé par GURNEY & MOTT, le cristal reçoit son énergie sous la forme d'un grand nombre de quanta. Chaque quantum absorbé par le cristal de AgBr permet l'émission d'un électron et par conséquent la production d'un trou positif. L'électron est arraché à sa position liée sur un ion halogène pour être porté dans un niveau de conduction. GURNEY & MOTT ont supposé, pour que le mécanisme mis en jeu soit valable, que les trous positifs n'étaient pas mobiles. La mobilité des électrons est par contre réelle, puisque des travaux expérimentaux⁽³⁾ ont mesuré le courant photoélectrique lors de l'illumination. Etant donné que chaque quantum donne lieu au phénomène simple décrit et que les quanta peuvent être absorbés par le cristal à la vitesse de 100 par seconde, les auteurs ont pu parler d'un véritable gaz électronique. Cette première phase, appelée phase électronique, est terminée lorsque ces électrons sont capturés. Il existe en effet, dans les cristaux de l'émulsion, des pièges à électrons : ce sont — ou bien les molécules de sulfure d'argent introduites lors de la sensibilisation, qui ont des niveaux plus bas que la bande de conduction du bromure d'argent — ou bien des défauts du cristal. Ces pièges forment donc, à la fin de la phase électronique, des centres chargés négativement.

La deuxième phase est appelée, par contraste, phase ionique. Les centres négatifs attirent les ions Ag^+ interstitiels qui prennent les électrons négatifs pour former l'argent métallique. Le mécanisme se reproduit plusieurs fois au même point et, ainsi, le résultat définitif des deux phases est la formation des taches d'argent métallique.

La théorie de GURNEY & MOTT, axée sur le comportement des émulsions à la lumière, a suscité, en même temps que des vérifications ou des appuis expérimentaux, de nombreuses critiques. Elles sont rassemblées par J.W.MITCHELL⁽⁴⁾ au début de l'article qui expose sa nouvelle théorie sur la formation de l'image latente. La plus importante restriction est fondée sur l'existence d'une mobilité des trous positifs, mobilité qui a d'ailleurs été déterminée expérimentalement. Il n'y a donc aucune raison pour que, d'une part, trous positifs et électrons ne se recombinent pas plus ou moins après le phénomène qui les a séparés. D'autre part, les atomes d'argent servant à capturer les électrons deviennent des centres de charge négative qui peuvent aussi bien attirer les trous positifs que les ions Ag^+ interstitiels ; ce qui implique deux mécanismes de recombinaison entièrement négligés par GURNEY & MOTT. Il faut également ajouter que les défauts de FRENCKEL sont rares et que, par conséquent, le cristal ne dispose pas, comme le voudrait la théorie, d'un nombre suffisant d'ions Ag^+ interstitiels pour alimenter la phase ionique.

B. Théorie de Mitchell. — J.W.MITCHELL⁽⁴⁾ part, évidemment, comme ses prédécesseurs, de la même hypothèse préliminaire : l'énergie absorbée dans le cristal de AgBr est utilisée pour former des trous positifs et des électrons. Les trous positifs, de très faible durée de vie, sont capturés — soit par les ions bromure (aux endroits où affleurent les défauts) — soit par les molécules de sulfure d'argent introduites lors de la sensibilisation. A chaque trou positif capturé, correspond le passage d'un ion Ag^+ en position interstitielle. Pour qu'un électron soit capturé, il faut qu'il passe au voisinage d'un ion Ag^+ interstitiel et d'un ion Ag^+ situé

au bord d'une des dislocations. Le résultat de la capture est la formation d'un atome d'Ag adsorbé. Ce mécanisme doit se produire ainsi trois fois, pour obtenir successivement, suivant les termes de l'auteur, des germes latents de pré-image, de sous-image et un germe complet d'image latente. Ce dernier est constitué d'un groupe de trois atomes d'Ag adsorbés à la surface et combinés avec un quatrième qui est un ion Ag du réseau cristallin. Ce germe est stable, car il constitue un piège profond pour les électrons et s'oppose à l'approche des trous positifs. Si le mécanisme indiqué plus haut se reproduit, le germe complet d'image latente grossit et peut se transformer en particules visibles d'argent photolytique.

C. Possibilités d'utilisation des deux méthodes. — Si le premier modèle n'a été envisagé que pour le passage de la lumière, il peut être adapté au cas où une particule chargée traverse l'émulsion nucléaire. L'énergie que cette dernière perd conduit à l'émission des électrons nécessaires pour permettre la formation des atomes d'Ag métallique. Il serait normal de supposer que le nombre de ces électrons (ionisés ou excités) est grand. La théorie de GURNEY & MOTT permettrait alors un traitement statistique du problème qui nous intéresse. C'est ce premier point de vue que nous utiliserons initialement.

Avec la théorie de MITCHELL, par contre, il est normal de se demander si les électrons directement émis, lors du passage de la particule à travers le cristal, sont assez nombreux pour rendre compte des dernières phases de la photolyse.

III. INFLUENCE DES FLUCTUATIONS SUR LA PERTE SPÉCIFIQUE D'ÉNERGIE

Conformément à la théorie de GURNEY & MOTT, nous allons chercher à déterminer la granulation d'une trace, sans revenir au mécanisme fondamental, c'est-à-dire d'une manière un peu globale. Nous allons reprendre les travaux de BERRIMAN⁽⁵⁾, mais en tenant compte des fluctuations sur la perte spécifique d'énergie.

A. Rappel de la théorie de Berriman. — Les cristaux de AgBr, qui constituent l'émulsion, sont supposés sphériques et sont caractérisés par un rayon constant R . Nous estimons que les cristaux sont répartis au hasard dans le volume de l'émulsion vierge : en conséquence, le nombre n de cristaux par unité de volume est une constante de l'émulsion. Pour calculer la relation liant R et n , il suffit de savoir que le volume est constitué par moitié de cristaux de AgBr, par moitié de gélatine, et l'on obtient :

$$(1) \quad n = \frac{0,5}{\frac{4}{3} \pi R^3} = \frac{1,5}{4 \pi R^3}$$

La particule traverse chaque cristal suivant une corde dont la longueur s est variable et est en rapport avec la position du centre du cristal par rapport à la trajectoire. Elle est liée à la distance a du centre à la trace, suivant la relation :

$$(2) \quad s^2/4 = R^2 - a^2$$

L'énergie perdue par la particule dans un cristal est fonction non seulement de la corde s traversée, mais aussi de la perte d'énergie moyenne de la particule par unité de longueur dans le bromure d'argent, qui est de 50 % supérieure à celle correspondant à l'émulsion.

BERRIMAN admet que les cristaux rendus développables seront ceux pour lesquels la perte d'énergie sI sera supérieure ou égale à une valeur appelée Q . Q s'exprime dans la même unité qu'une énergie et sera ici la grandeur caractérisant le grain au point de vue de la sensibilité, Q étant exactement l'inverse de cette dernière.

Calculons d'abord le nombre de cristaux dont le centre est à une distance de la trajectoire comprise entre a et $a+da$: ils se trouveront à l'intérieur de l'élément de cylindre dont les rayons intérieur et extérieur seront a et $a+da$. Pour une longueur unité de ce cylindre, le volume est égal à $2 \pi a da$. Le nombre de cristaux sera :

$$(3) \quad dN = 2 \pi n a da$$

En remplaçant la variable a par la variable s , nous obtenons d'après la relation (2) :

$$(4) \quad dN = \pi n s ds / 2$$

il représente le nombre de cristaux, qui, par longueur unité, sont traversés suivant une corde de longueur comprise entre s et $s + ds$.

Or, pour une émulsion où tous les cristaux considérés ont une sensibilité constante, et pour une valeur donnée de la perte d'énergie, s ne peut prendre que les valeurs comprises entre Q/I et $2R$. Pour obtenir le nombre de cristaux développables, l'équation (4) doit donc être intégrée entre les deux limites écrites précédemment. Pour le nombre de grains par 100 microns, BERRIMAN obtient ainsi la relation :

$$(5) \quad N = \frac{\pi n}{4} [s^2]_{Q/I_m}^{2R} = \frac{\pi n}{4} (4 R^2 - Q^2/I_m^2)$$

B. Introduction des fluctuations sur la perte spécifique d'énergie. — Les fluctuations de la perte spécifique d'énergie ont été étudiées par L. LANDAU⁽⁶⁾, qui calcule, pour une particule donnée, la probabilité d'avoir, le long d'un parcours x donné, une perte d'énergie comprise entre I et $I + dI$. Soit $f(x, I) dI$ cette fonction qui est donnée par :

$$(6) \quad f(x, I) dI = \varphi \left(\frac{I - I_0}{\xi} \right) \cdot d \left(\frac{I - I_0}{\xi} \right)$$

où $\xi = A \cdot x / m v^2$, A étant une constante dépendant de la composition de l'émulsion, m la masse de l'électron et v la vitesse de la particule incidente.

Etant donné la forme de la variation de φ , nous assimilons la distribution des valeurs de I à une distribution de POISSON. En désignant par I_m la valeur moyenne de la perte d'énergie, la relation employée est de la forme :

$$(7) \quad f(I) dI = \frac{e^{-I_m} \cdot I_m^I}{I!} \cdot dI$$

Le calcul effectué par BERRIMAN doit s'appliquer ici à chaque valeur de I . Correspondant à un I donné, le nombre de grains v est :

$$(8) \quad v = \pi n / 4 (4 R^2 - Q^2/I^2)$$

Or, la probabilité d'avoir un I déterminé est donnée par l'équation (7). A toute valeur de I correspond la contribution suivante au nombre total N de grains :

$$(9) \quad v \cdot f(I) dI = \frac{\pi n}{4} \left(4 R^2 - \frac{Q^2}{I^2} \right) \cdot \frac{e^{-I_m} \cdot I_m^I}{I!} \cdot dI$$

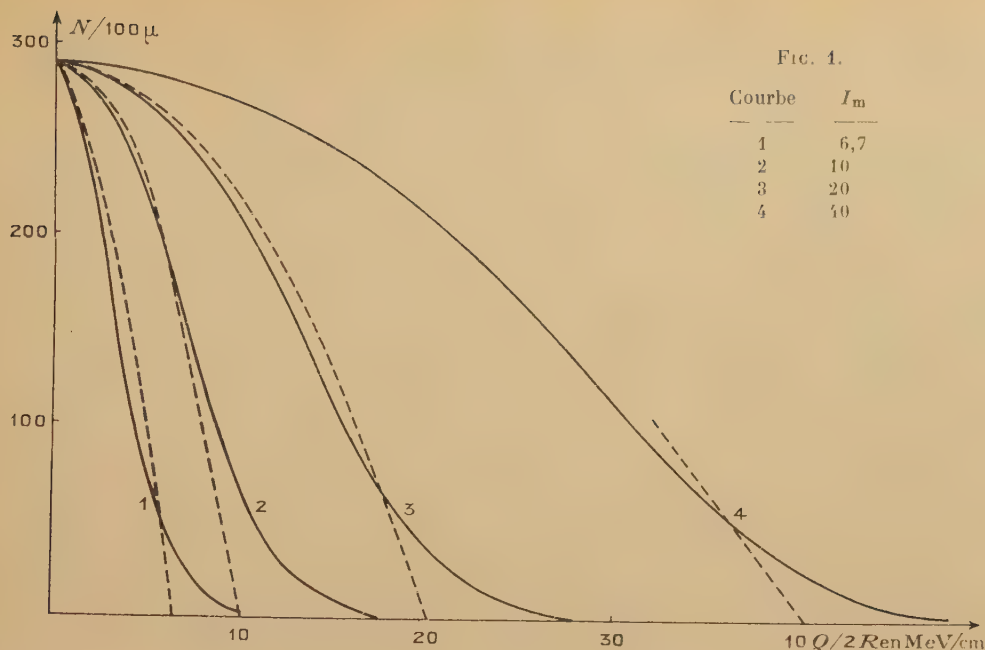
L'intégration aboutissant à l'équation (8) se fait entre les valeurs extrêmes de s : Q/I et $2R$; elle n'aboutit à un résultat logique (une valeur positive ici puisqu'il s'agit d'un nombre) que si Q/I est inférieur au diamètre $2R$ du cristal. Le nombre N définitif sera la somme de toutes les contributions dues aux valeurs de I supérieures à $Q/2R$. Nous obtenons donc :

$$(10) \quad N = \pi n R^2 \left[\int_{Q/2R}^{\infty} \frac{e^{-I_m} \cdot I_m^I}{I!} dI - \frac{Q^2}{4 R^2} \int_{Q/2R}^{\infty} \frac{e^{-I_m} \cdot I_m^I}{I! I^2} dI \right]$$

Cette équation fait ressortir que la véritable grandeur définissant la sensibilité n'est pas Q mais bien $Q/2R$.

La relation (10) est composée de deux intégrales que nous avons, dans tous les cas, évaluées graphiquement. Pour des valeurs données de R et Q , cette formule ne permet d'obtenir qu'une seule valeur de N : elle correspond à la valeur de I_m prise.

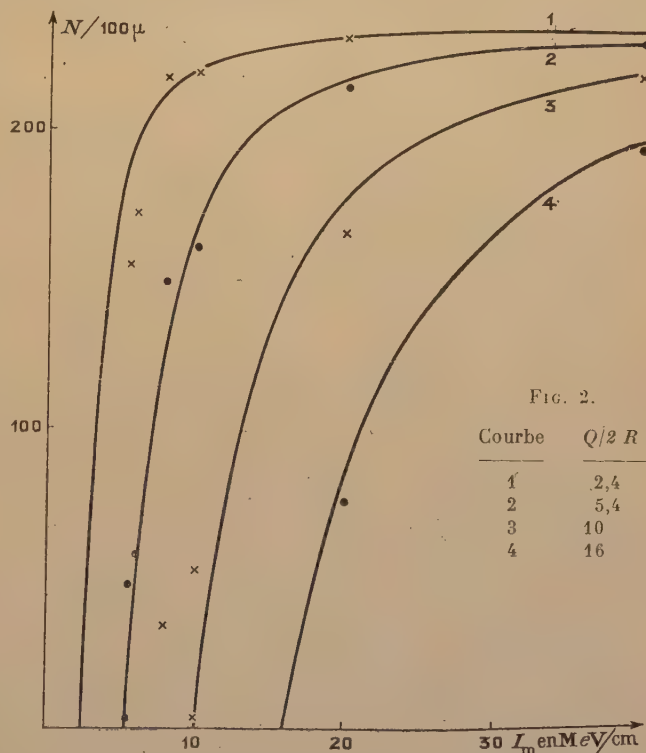
C. Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes. — Dans tous les calculs faits dans ce paragraphe, nous avons pris pour diamètre des cristaux la valeur : $2R = 0,26 \mu$ donnée pour ceux des émulsions G5⁽⁷⁾. Pour une autre valeur du diamètre les nombres de grains sont obtenus en introduisant seulement devant les valeurs obtenues dans le cas particulier présent un facteur numérique qui se rattache directement au rapport des diamètres.



Portons sur un même graphique (fig. 1) les deux familles de courbes donnant la variation du nombre de grains avec la grandeur $Q/2R$, pour plusieurs valeurs de I_m . Deux courbes particulières de cette famille, correspondant aux mêmes données physiques, sont voisines l'une de l'autre et ont un point d'intersection. C'est donc dire que les fluctuations sur la perte spécifique d'énergie tendent, suivant la valeur de la sensibilité, à augmenter ou diminuer le nombre N de cristaux développables. Pour de grandes valeurs de I_m , c'est-à-dire au voisinage du minimum d'ionisation, la grande majorité de l'éventail de variation des sensibilités conduit, d'après l'examen des figures, à une diminution de la granulation de la trace produite par une telle particule.

L'étude de la variation de la granulation avec la perte spécifique d'énergie, obtenue à l'aide des deux modèles exposés, est beaucoup plus intéressante puisque les courbes théoriques ainsi construites peuvent être directement comparées aux courbes expérimentales.

Nous avons rassemblé sur le même graphique (fig. 2) les résultats correspondant à plusieurs valeurs de la sensibilité (ou plutôt de $Q/2R$). Les fluctuations sur la perte spécifique d'énergie ont un effet contraire aux deux extrémités du domaine de variation de I_m (0,553 à 10 keV par micron d'émulsion). Pour une particule très lente, qui est à quelques centaines de microns de sa fin,



la théorie de BERRIMAN annonce une granulation plus forte que celle qui correspond à nos calculs. Au contraire, au voisinage du minimum d'ionisation, la théorie introduisant les fluctuations donne un nombre supérieur à celui tiré des travaux de BERRIMAN. Ces différences ne portent que sur quelques pour-cent.

Remarquons — en finissant cette comparaison — que les courbes, dans tous les cas, sont très voisines et que le rôle joué par les fluctuations sur la perte spécifique d'énergie n'est pas considérable et ne saurait entraîner de grandes modifications dans les résultats déjà acquis.

D. Détermination théorique de la sensibilité des émulsions. — Nous prenons deux de ces émulsions : les émulsions *Ilford G5* et les émulsions *Kodak NT4*. Elles sont caractérisées chacune par une valeur donnée du diamètre des cristaux : $2 R=0,26 \mu$ pour la première, $2 R=0,32 \mu$ pour la deuxième. Les courbes « granulation-perte d'énergie » sont identiques, aux erreurs d'expérience près, et sont superposées (nous considérons toujours le même intervalle de variations, la perte d'énergie allant de $0,553$ à $10 \text{ keV}/\mu$ d'émulsion) ; si nous voulions atteindre des valeurs plus grandes de la perte d'énergie les courbes se sépareraient, l'une ayant son asymptote au-dessus de l'autre, puisque le nombre maximum de grains par unité de longueur dépend uniquement du diamètre des cristaux de l'émulsion suivant la relation :

$$(11) \quad N_{\max} \approx \pi n R^2 = 1,5/4 R$$

L'étude faite au paragraphe précédent montre que nous ne pouvons pas faire appel à une seule classe de grains. Deux hypothèses s'ouvrent alors à nous : ou bien l'émulsion est composée d'un petit nombre de classes de cristaux dont la sensibilité est très différente pour chacune d'entre elles ; elle serait alors un mélange homogène, dans des proportions déterminées, de cristaux qui, ayant tous même diamètre, n'ont pas été sensibilisés tous de la même manière ; ou bien il nous faut supposer que les cristaux ont des sensibilités très étalées et que nous pouvons construire une vraie courbe de distribution de Q .

Les calculs concernant la première hypothèse nous conduisent au nombre minimum de 4 classes de cristaux, pour les émulsions *Ilford G5* comme pour les émulsions *Kodak NT 4*. Tandis que, du point de vue expérimental, les courbes sont identiques, la seule distinction, vis-à-vis des résultats théoriques, réside dans la différence des rayons des cristaux. Il est donc normal que les deux tableaux ci-dessous se correspondent rigoureusement : les mêmes valeurs de $Q/2 R$ sont conservées et les pourcentages sont dans le rapport des rayons. Voici les deux tableaux correspondant aux deux types d'émulsions, *Ilford G5* et *Kodak NT 4*, où nous portons, à côté des valeurs expérimentales, les contributions des différentes classes.

TABLEAU I

$I_m(\text{keV}/\mu)$	0,553	0,599	0,791	1	2	4	8
17 % - $Q=144 \text{ eV}$	22	24,79	35,31	35,64	38,80	39,87	39,87
47 % - $Q=672$			1,69	4,32	49,63	95,50	108,04
20 % - $Q=1583$						13,52	41,71
16 % - $Q=4320$							1,83
	22	24,79	37,00	39,96	88,43	148,89	191,45
BERRIMAN ⁽⁵⁾	22	25	35	42,50	86,50	144	192

I_m est exprimé en keV/μ et Q en eV .

TABLEAU II

$I_m(\text{keV}/\mu)$	0,553	0,599	0,791	1	2	4	8
14 % - $Q=117 \text{ eV}$	21,70	25,12	35,77	36,10	39,30	40,39	40,39
38 % - $Q=546$			1,74	4,38	49,44	95,03	106,40
16 % - $Q=1287$					0,06	13,31	37,60
13 % - $Q=3510$							0,76
	21,70	25,12	37,51	40,48	88,80	148,73	185,15
FOWLER ⁽⁸⁾	21,50	23,70	33	40	85	140	191

La remarque, qui vient d'être faite sur une correspondance très étroite entre les calculs concernant les deux émulsions envisagées, nous permet, maintenant que nous cherchons une distribution continue de la sensibilité des cristaux, de faire des calculs dans un cas seulement. En utilisant une répartition des sensibilités donnée par le tableau III et illustrée par l'histogramme de la figure 3, nous obtenons, en sommant toutes ces contributions, dans le tableau IV, les granulations correspondantes, facilement comparables aux données expérimentales.

TABLEAU III

%	6,5	11	8	9	8	7	7	6	6
Q	75	225	375	525	675	825	975	1 125	1 275
%	5	4	3	3	2	1	1	1	1
Q	1 425	1 575	1 725	1 875	2 025	2 175	2 325	2 475	2 625
%	1	1	1	1	1	1	1	1	
Q	2 775	2925	3 075	3 225	3 375	3 525	3 675	3 825	(eV)

TABLEAU IV

I_m	0,553	0,599	0,791	1	2	4	8
BERRIMAN	22	25	35	42,50	86,50	144	192
Résultats calculs	19,02	22,48	39,91	44,20	81,24	142,78	194,27

Il nous faut 26 classes de cristaux pour faire coïncider nos résultats avec les valeurs expérimentales données par BROWN⁽⁹⁾.

E. Remarques sur les résultats obtenus.

— De l'étude précédente, il découle que le domaine de variation, dans lequel nous devons choisir les valeurs de Q , est aussi grand dans un cas que dans l'autre. Lorsque nous avons cherché à avoir seulement un nombre minimum de classes, nous pouvions penser que l'émulsion, en pratique, serait composée d'un mélange, dans des proportions données, de cristaux de rayons convenables et plongés ensuite dans un même sensibilisateur. Les valeurs différentes de Q ne seraient alors dues qu'à des variations de rayon, le $Q/2R$ restant constant pour tous les cristaux de l'émulsion. La question serait la même, dans le deuxième cas, en envisageant une distribution continue des rayons. Or, du fait du domaine trop large de variations des Q et de l'homogénéité des dimensions des cristaux, nous ne pouvons envisager une telle interprétation.

Ajoutons un mot sur l'influence des fluctuations des diamètres des cristaux autour de leur valeur moyenne. Nous avons fait un calcul concernant l'émulsion Kodak NT 4, pour laquelle BERRIMAN donne justement la courbe de distribution des diamètres des cristaux autour de leur valeur moyenne. La variation résultante sur la granulation est au maximum de 2 % et tend à augmenter l'étendue du domaine de variation de la sensibilité.



FIG. 3.

F. Etude théorique des caractéristiques de la « meilleure émulsion ». — Le but que nous nous proposons est de définir une émulsion qui, au voisinage du minimum d'ionisation, serait aussi parfaite que possible : pour identifier la nature et les caractéristiques de la particule, la longueur de trace nécessaire doit être la plus courte possible et les mesures faites doivent être faciles et précises. Toutes les conditions seront remplies si la pente des courbes *granulation-perte d'énergie* est maximum et si, dans la portion de trace envisagée, le nombre de grains par unité de longueur varie dans un intervalle convenable ; les valeurs extrêmes (N trop petit ou trop grand) sont à rejeter : un nombre de grains trop petit sera du même ordre de grandeur que les erreurs expérimentales ou les fluctuations statistiques ; d'autre part, si dès le minimum, le nombre de grains est trop grand, la trace tendra trop vite vers la limite au-dessus de laquelle une trace n'est plus comptable et même de grandes variations de N ne seront plus visibles.

Pour la simplicité de l'exposé, nous avons trouvé préférable de nous fixer la valeur du nombre de grains par unité de longueur sur la trace d'une particule au minimum d'ionisation, valeur que nous prendrons justement égale à celle donnée expérimentalement par BERRIMAN pour les émulsions Kodak NT 4 qui sont caractérisées par un diamètre de grains de 0,32 μ . Dans toutes les solutions qui se présentent à nous, il nous faut, à chaque fois, ne

prendre qu'un pourcentage donné des cristaux ayant la sensibilité envisagée ; ce pourcentage est parfaitement déterminé par la condition que nous avons posée au préalable concernant le nombre N au minimum d'ionisation. Chaque émulsion envisagée est composée d'un pourcentage bien déterminé de cristaux dont les caractéristiques sont fixées (par le diamètre et la sensibilité). Le reste des cristaux a une sensibilité tellement faible (un Q tellement grand) qu'ils ne sont jamais rendus développables. Nous pouvons les considérer comme des cristaux morts.

Sur le tableau V se trouvent, à côté des valeurs expérimentales de BERRIMAN, les résultats trouvés. Nous avons également inscrit une dernière possibilité, bien que nous n'ayons pu ajuster la valeur de N au minimum, mais elle est tout de même assez voisine et cet exemple marque la limite extrême des possibilités qui s'ouvrent à nous.

TABLEAU V

$I_m(\text{keV}/\mu)$	0,553	0,5988	0,6724	0,7914	1
BERRIMAN	22	25		35	42,5
10,3 % - $Q/2R=0,1$	22	22,46	23,04	23,82	23,87
14,2 % - $Q/2R=0,24$	22	24,31	26,20	30,85	31,43
17,4 % - $Q/2R=0,3$	22	25,34	28,40	35,05	36,60
25,7 % - $Q/2R=0,384$	22	28,70	33,47	48,75	49,86
46,4 % - $Q/2R=0,54$	22	27,01	35,18	69,18	74,51
71 % - $Q/2R=0,615$	22	27,70	38,16	89,55	100,56
100 % - $Q/2R=0,69$	19,15	24,95	36,92	105,15	122,07

I_m et $Q/2R$ sont exprimés en keV/micron.

En regardant ce tableau, nous serions tenté d'opter pour la dernière ou avant-dernière possibilité. Mais nous n'avons pas encore parlé du voile dans les émulsions ; il doit être suffisamment faible pour que la trace au minimum ne disparaisse pas au milieu des grains spontanément développés. Dans toutes les solutions proposées, le nombre minimum de grains de la trace est le même. Donc, dans chaque cas, le nombre maximum de grains de voile, que l'on pourra admettre par unité de volume, sera le même. Une étude⁽¹⁰⁾ nous a permis de trouver une relation entre la densité de voile ρ et le nombre minimum de grains sur une trace par unité de longueur. Nous allons calculer cette densité de voile ; en reprenant les mêmes notations que dans la note citée ci-dessus, nous calculons la distance moyenne L entre les grains d'une trace ayant 22 grains par 100 microns. Puis en prenant la valeur 1,5 pour α , rapport de l (moyenne de la plus petite distance entre les grains de voile) à L , nous déduisons de la connaissance de l la densité de voile dans un champ du microscope (dont la profondeur est supposée de 3 μ) puis le résultat cherché. Voici les différentes étapes du calcul :

$$L = \frac{100 - (22 \times 0,32)}{22} = 4,2 \mu \quad l = 1,5L = 6,3 \mu$$

$$\rho = (k/l)^2 = (0,5/6,3)^2$$

$$\rho = 63 \cdot 10^{-4} \text{ grains par } 3 \mu^3$$

la densité de voile est donc de $21 \cdot 10^{-4}$ grains par micron cube d'émulsion développée.

Sans savoir de quelle manière exacte la densité de voile est fonction de la sensibilité des cristaux qui constituent l'émulsion, il est raisonnable de penser que, plus les cristaux sont sensibles, plus il y a de grains spontanément développés. Ce ne sont donc probablement pas les dernières classes proposées dans le tableau V qui seraient les plus satisfaisantes. Une étude un peu poussée du voile et de sa formation nous conduirait probablement à préférer un des cas intermédiaires du tableau présenté plus haut.

IV. PREMIERE ÉVALUATION DU NOMBRE DE TROUS POSITIFS

Avant d'entreprendre une étude minutieuse des phénomènes propres au passage d'une particule lourde à travers un cristal de AgBr, nous allons, par des calculs rapides et approchés, qui ne sont là que pour donner un ordre de grandeur, essayer de voir comment l'énergie perdue est utilisée.

Il nous a d'abord paru intéressant de connaître les pertes d'énergie de la particule incidente (que nous prendrons ici au minimum d'ionisation) dans les différents constituants de l'émulsion, puis, en ce qui concerne le AgBr, dans les électrons des différentes couches des deux atomes.

A. Perte d'énergie dans l'émulsion. — Nous avons pris la formule de BETHE :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ion.}} = \frac{4\pi e^4 \mathcal{N}}{mv^2} \left[\text{Log} \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right]$$

où e est la charge de l'électron, $\mathcal{N}$ le nombre d'électrons considérés par unité de volume, m la masse de l'électron et v la vitesse de la particule incidente. I est le potentiel d'ionisation de l'électron de l'atome. Dans ce calcul, nous avons pris, pour tous les électrons de l'atome, le potentiel moyen d'ionisation dont les valeurs sont données par VIGNERON⁽¹¹⁾. Nous définissons la particule incidente (un proton au minimum d'ionisation) par son β que nous prenons égal à 0,94. Nous avons, d'autre part, utilisé la composition de l'émulsion G5⁽¹⁾.

Nous donnons en conclusion dans le tableau suivant les résultats obtenus grâce à cette méthode.

TABLEAU VI

Perte d'énergie par cm d'émulsion G5

Dans Ag ⁺	2,725	MeV/cm
Dans Br ⁻	2,156	
Dans H	0,206	
Dans C	0,556	
Dans N	0,132	
Dans O	0,359	
Dans S	0,018	
Dans I	0,080	
Dans AgBr	4,88	
Dans la gélatine	1,35	
Dans l'émulsion	6,23	MeV/cm

Le résultat final, qui somme les pertes d'énergie dans chacun des composants, donne la perte spécifique d'énergie dans l'émulsion considérée. Cette valeur est de : 6,23 MeV/cm, elle est légèrement supérieure à la valeur expérimentale de 5,53 MeV/cm donnée par les tables de BARKAS⁽¹²⁾.

B. Perte d'énergie dans le bromure d'argent. — En utilisant toujours la même formule, nous avons cherché comment se répartit la perte d'énergie de la particule incidente dans les couches électroniques successives. Les valeurs des différents potentiels moyens d'ionisation sont ceux donnés par Y. CAUCHOIS⁽¹³⁾ et inscrits dans le tableau VII. Nous n'avons effectué le calcul que pour l'émulsion G5. Le tableau suivant donne les différentes valeurs du nombre n d'électrons d'atomes d'Ag et de Br correspondant à toutes les couches électroniques.

TABLEAU VII

Constantes de l'émulsion G5

	n	I
Ag ⁺ couche N	$18 \times 1,17 \cdot 10^{22} = 21,06 \times 10^{22}$	58 eV
couche M	$18 \times 1,17 \cdot 10^{22} = 21,06 \times 10^{22}$	572
couche L	$8 \times 1,17 \cdot 10^{22} = 9,36 \times 10^{22}$	3 524
couche K	$2 \times 1,17 \cdot 10^{22} = 2,34 \times 10^{22}$	25 511
Br ⁻ couche N	$8 \times 1,15 \cdot 10^{22} = 9,20 \times 10^{22}$	7
couche M	$18 \times 1,15 \cdot 10^{22} = 20,70 \times 10^{22}$	190
couche L	$8 \times 1,15 \cdot 10^{22} = 9,20 \times 10^{22}$	1 570
couche K	$2 \times 1,15 \cdot 10^{22} = 2,30 \times 10^{22}$	13 474

Les résultats sont donnés dans le tableau VIII et obtenus en sommant les contributions des différentes couches. Nous indiquons au bas du tableau les valeurs à comparer.

TABLEAU VIII
Pertes d'énergie par cm d'émulsion G5

	Br ⁻	Ag ⁺
Electrons couche N	0,691 MeV/cm	1,325 MeV/cm
couche M	1,160 —	1,047 —
couche L	0,404 —	0,367 —
couche K	0,072 —	0,065 —
Total	2,327 MeV/cm	2,804 MeV/cm
A comparer avec les valeurs données tableau VI	2,156 MeV/cm	2,725 MeV/cm

On peut également utiliser, pour cette évaluation, une autre méthode (variante de celle de BETHE) due à GRYZINSKI⁽¹⁴⁾, qui a étudié le ralentissement d'une particule lourde chargée lors de son passage dans un milieu donné ; par exemple, la perte d'énergie d'un proton au minimum d'ionisation dans les atomes d'Ag et de Br contenus dans une émulsion G5 est donnée par :

$$\left(\frac{dE_A}{dx}\right)_{v_B} = -\frac{4\pi e^4}{mv_A^2} Z_A^2 G(d, \lambda) \text{ avec } d = 2 \quad \lambda = v_A/v_B$$

$$G(2, \lambda) = (I + II + III)/8$$

$$I = -\frac{sr}{\sqrt{2}} \operatorname{arc\,tg}\left(-\frac{\sqrt{2}}{s}\right) - \operatorname{arctg}\left(-\frac{\sqrt{2}}{|r|}\right)$$

$$II = \frac{2,3\,sr}{2} \left(\frac{+\sqrt{2}}{s} - \frac{\sqrt{2}}{|r|}\right) \quad \text{avec } \begin{cases} r = 2(1 - \lambda) \\ s = 2(1 + \lambda) \end{cases}$$

$$III = 8 \times 2,3 (\log s + \log r) - 4.$$

Les calculs ont été conduits pour obtenir successivement les 3 produits, puis la somme correspondante. Nous indiquons dans le tableau IX les résultats trouvés qui concordent bien avec ceux donnés par la formule de BETHE.

TABLEAU IX
Perte d'énergie par cm d'émulsion.

	Br ⁻	Ag ⁺
Electrons couche N	0,609 MeV/cm	1,323 MeV/cm
couche M	1,168 —	1,037 —
couche L	0,406 —	0,349 —
couche K	0,070 —	0,057 —
	2,253 MeV/cm	2,736 MeV/cm

C. Détermination du nombre de trous positifs. — Tous ces calculs ont été entrepris pour connaître exactement les pertes d'énergie de la particule dans chaque couche d'électrons des 2 ions en présence dans le bromure d'argent. Ces résultats vont nous permettre de calculer rapidement et en première approximation le nombre de trous positifs produits : en prenant les notions données par la théorie de MITCHELL, ils correspondent aux électrons de l'ion Br⁻ qui sont arrachés.

Nous donnons d'abord le tableau des pertes d'énergie par micron d'émulsion puis par micron de AgBr.

TABLEAU X
Pertes d'énergie

	par μ d'émulsion	par μ de AgBr
Electrons couche N Br ⁻	69,1 eV	138,2 eV
couche M Br ⁻	116,0	232,0
couche L Br ⁻	40,4	80,8
couche K Br ⁻	7,2	14,4

On peut admettre que les électrons de la couche périphérique sortent avec une énergie cinétique moyenne égale à 10 eV, 5 eV étant la valeur minimum et correspondant au passage dans la bande de conduction ; l'énergie emportée par un tel électron est donc de 15 eV. Le tableau que nous donnons ci-dessus indique que la perte d'énergie de la particule incidente par micron de AgBr est de 232 eV/ μ , en ce qui concerne les électrons de la couche M de l'ion Br⁻. Etant donné que le potentiel d'ionisation de ces électrons est de 190 eV, nous ne devons pas nous attendre à avoir par micron un seul électron arraché. Les couches plus profondes ne peuvent apporter de contribution appréciable à la formation de « trous positifs ».

Nous voyons donc que, en première approximation, 9 trous positifs sont créés sur le passage de la particule incidente dans un micron de AgBr. Dans le cas d'une émulsion G5 dont les cristaux ont un diamètre de 0,26 $\mu^{(7)}$, nous avons ainsi formation de 2 trous positifs environ. Ce nombre très faible est insuffisant pour expliquer la formation de l'image latente.

Ce calcul, quelque grossier qu'il soit, nous permet donc de conclure à l'insuffisance du phénomène d'ionisation primaire utilisé conformément à la théorie de MITCHELL.

V. DISTRIBUTION EN ÉNERGIE DES ÉLECTRONS ÉMIS (CAS DES ATOMES HYDROGÉNOIDES)

La théorie que nous avons développée dans le chapitre III en suivant la théorie de BERRIMAN présente l'avantage d'introduire — très facilement et d'une manière intuitive — la notion de sensibilité. Mais il est difficile d'admettre, à l'échelle du cristal, que la perte d'énergie est en moyenne proportionnelle à la corde traversée. L'introduction des fluctuations, comme nous l'avons fait, ne permet pas de lever complètement cette objection. Il nous faut donc reprendre de manière plus directe le calcul complet des interactions entre la particule incidente et les électrons du cristal. Rappelons que notre but précis est de connaître l'énergie des électrons émis au cours de ces interactions. Deux théories s'offrent à nous pour cela : la théorie quantique et la théorie classique.

A. Théorie quantique. — Le problème, qui a été traité antérieurement avec toute la précision désirable, concerne la collision d'un électron incident avec un atome d'hydrogène. Cet électron est défini par ses quantités de mouvement, k et k' respectivement avant et après la collision ; sa direction est prise suivant un des axes de référence. Après le choc, l'électron est dévié dans une direction définie par (δ, θ) à l'intérieur de l'angle solide $d\omega$. La collision a pour effet d'exciter ou d'ioniser l'électron de l'atome. Dans ce dernier cas, il est émis avec une quantité de mouvement comprise entre $p = \hbar \kappa$ et $p + dp = \hbar(\kappa + d\kappa)$ et se propage dans une direction définie par (χ, ψ) à l'intérieur de l'angle solide $d\sigma$.

H.S.W.MASSEY & C.B.O.MOHR⁽⁴⁵⁾, en estimant que l'approximation de BORN est valable dans le cas étudié, ont calculé la probabilité pour que les conditions inscrites précédemment soient réalisées :

$$(12) \quad I_{\kappa} \cdot d\sigma \cdot d\omega \, d\kappa = \frac{4 \pi^2 m^2}{h^4} \cdot \frac{k'}{k} \left| \iint V \psi_0 \psi_{\kappa} \cdot e^{i(k \cdot r_0 - k' \cdot r_1) \cdot r_1} \cdot dv \cdot dv_1 \right|^2 \cdot d\sigma \cdot d\omega \cdot d\kappa$$

(ψ_0 est la fonction d'onde de l'électron dans son état fondamental, ψ_{κ} est la fonction d'onde de l'électron après le choc). Dans le cas de l'hydrogène, qui n'a qu'un seul électron et pour lequel l'effet d'écran ne joue pas, SOMMERFELD⁽⁴⁶⁾ donne la fonction d'onde cherchée qui, après normalisation s'écrit :

$$(13) \quad \psi_{\kappa}(r') = \kappa \left[\frac{n'}{\pi(1 - e^{-2\pi n'})} \right]^{1/2} \cdot \frac{e^{i \kappa r'}}{\Gamma(1 + n)} \cdot \int_0^{\infty} u^n \cdot e^{-u} I_0 \left\{ 2(i \kappa \xi' u)^{1/2} \right\} \cdot du$$

$$\xi' = r'(1 + \cos \theta) \qquad n' = Z/a_0 \kappa$$

Cette relation, qui nous permet de remplacer ψ_x par sa valeur dans l'équation (12), nous donne, après des calculs intermédiaires, la probabilité cherchée sous la forme :

$$(14) \quad [I]^2 = 16 \pi \mu^2 K^2 \cdot \frac{16[K^2 - Kx \cos \delta + (x^2 + \mu^2) \cos^2 \delta]}{\left\{ \mu^2 + K(x^2) \right\} \cdot \left\{ \mu^2 + K(x^2) \right\} \cdot \left\{ K^2 - 2Kx \cos \delta + x^2 + \mu^2 \right\}} \\ \cdot \exp \left\{ \frac{2\mu}{x} \arctg \frac{2\mu x}{x^2 - K^2 - \mu^2} \right\}$$

Or, nous n'avons pas besoin de connaître la direction de l'électron émis. Nous pouvons donc suivre MASSEY & MOHR en intégrant sur les angles définissant la direction de cet électron. On obtient ainsi d'abord la relation :

$$(15) \quad \frac{d\sigma}{dp} = \frac{2^{11} \cdot \pi \cdot \mu^6}{a_0^2 k} \cdot \frac{xk'}{1 - \exp(-2\pi\mu/x)} \cdot \dots \\ \dots \int \frac{[K^2 + 1/3(\mu^2 + x^2)] \exp \left[-\frac{2\mu}{x} \arctg \frac{2\mu x}{K^2 - x^2 + \mu^2} \right]}{K^2 [\mu^4 + 2\mu^2(K^2 + x^2) + (K^2 - x^2)^2]^3} \cdot \sin \theta \cdot d\theta$$

qui donne la probabilité pour que l'électron incident soit dévié d'un angle θ , avec émission d'un électron de quantité de mouvement p . L'angle θ intervient dans le calcul de k^2 défini par la relation :

$$(16) \quad K^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta$$

Il nous reste maintenant à faire l'intégration sur tous les angles θ pour obtenir, ce qui est le but proposé, la probabilité pour que, sous l'action d'un électron incident d'énergie donnée, l'électron soit émis avec une énergie comprise entre E et $E + dE$; il s'agit donc d'une section efficace différentielle. Comme l'équation n'est pas intégrable, nous avons eu recours à la méthode graphique.

Il nous est facile, en utilisant cette méthode, d'obtenir la distribution en énergie des électrons émis. Ajoutons que, pour l'instant, cette théorie n'a été appliquée qu'à un atome d'hydrogène et à des atomes hydrogénéoides, étant donné que les fonctions d'onde calculées par SOMMERFELD sont déjà à peine adaptables au cas de l'atome neutre d'He.

B. Théorie classique. — Prenons tout d'abord le problème élémentaire de l'interaction d'un électron de masse m situé à la distance b de la trajectoire d'une particule incidente définie par ze , M et V .

Si nous considérons un cylindre circulaire centré sur la trajectoire et passant par la position de l'électron, le flux électrique produit à travers le cylindre par la particule lourde incidente est :

$$\int_{\text{cyl}} \epsilon \cdot d\sigma = 4 \pi ze$$

où ϵ est le champ électrostatique dû à la particule.

Si $\epsilon_{\perp}$ est la composante de ϵ perpendiculaire au parcours, nous avons (pour l'élément dx de parcours) :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp} \cdot 2\pi b \cdot dx = 4 \pi ze$$

ou :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp} \cdot dx = 2 ze/b$$

Cette intégrale représente la quantité de mouvement p transmise à l'électron.

En posant : $t = x/V$, nous pouvons écrire :

$$p = e \int_{-\infty}^{+\infty} \epsilon_{\perp} \cdot dt = 2 ze^2/Vb$$

et avoir ainsi l'énergie acquise par l'électron :

$$E = p^2/2m = 2 z^2 e^4 / m V^2 b^2$$

Passons maintenant au cas de la particule incidente traversant un milieu contenant $\mathcal{N}$ électrons par cm^3 . Le nombre de collisions dn subies par la particule avec les électrons contenus à l'intérieur d'une couronne cylindrique de rayon compris entre b et $b + db$ et de longueur unité, est :

$$dn = 2 \pi \mathcal{N} b \cdot db$$

C'est aussi le nombre d'électrons recevant l'énergie E correspondant au b donné, soit :

$$dn = \frac{2 \pi \mathcal{N} z^2 e^4}{m V^2} \cdot \frac{1}{E^2} \cdot dE$$

Si l'on veut avoir la quantité de mouvement comme variable, la formule devient :

$$(17) \quad dn = \frac{2 \pi \mathcal{N} z^2 e^4}{m^2 V^2} \cdot \frac{1}{E^2} \cdot p \cdot dp$$

Cette formule concerne uniquement la collision avec des électrons libres. Pour l'adapter au cas d'un atome d'H, il nous faut tenir compte de l'énergie prise à la particule incidente pour extraire l'électron (c'est ce qui correspond au potentiel d'ionisation E_0), ensuite, pour lui permettre d'acquérir une certaine énergie cinétique. La formule (17) s'écrit donc :

$$dn = \frac{2 \pi \mathcal{N} z^2 e^4}{m^2 V^2} \cdot \frac{1}{(E + E_0)^2} \cdot p \cdot dp$$

En théorie relativiste⁽¹⁷⁾, le champ électrique de la particule incidente est multiplié par $1/\sqrt{1-\beta^2}$, tandis que la durée de l'impulsion est multipliée par $\sqrt{1-\beta^2}$. Il est donc possible de dire que l'intégrale de l'impulsion dépendant du produit du champ par la durée, n'est pas modifiée en mécanique relativiste. La formule donnée précédemment est donc valable dans tous les domaines.

Dans le cas actuel, collision d'un électron avec un électron, la section efficace différentielle s'écrit :

$$(18) \quad \frac{d\sigma}{dp} = \frac{2 \pi z^2 e^4}{m^2 V^2} \cdot \frac{1}{(E + E_0)^2} \cdot p$$

C. Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes. — Comparons graphiquement les résultats déduits des 2 méthodes de calcul. La variable dans les 2 cas est la quantité de mouvement p de l'électron émis. Mais les courbes porteront en abscisse la racine de l'énergie, qui est une grandeur expérimentalement plus significative.

Dans ce cas particulier, nous avons choisi un électron incident ayant une énergie de 1 000 eV, et nous prendrons successivement les cas où l'électron émis a les valeurs 5, 10, 25, 100 et 169 eV. Les résultats des calculs sont groupés dans le tableau suivant (XI) qui donne les énergies, racine des énergies et les valeurs correspondantes pour la section efficace différentielle.

TABLEAU XI
Electron incident 1 000 eV

E (eV)	$\sqrt{E}$	$d\sigma/dp$ cl.	$d\sigma/dp$ qu.	Rapport qu./clas.
1	1	9,483	46,15031	4,86664
5	2,236	13,571	65,41198	4,81998
10	3,162	12,276	38,91811	3,17026
25	5	7,787	15,11762	1,99257
100	10	1,8357	2,30774	1,25715
169	13	0,9322	0,92392	0,99112

Dans le cas quantique, l'intégration graphique permet de déterminer la valeur de la section efficace totale : $\sigma = 14,1 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$, valeur comparable à celle de $10,5 \times 10^{-18}$ donnée par FITE & BRACKMAN⁽¹⁸⁾.

Dans la dernière colonne du tableau, nous avons porté, pour chaque valeur de l'énergie, le rapport ρ de la section efficace différentielle calculée d'après la théorie quantique sur celle calculée d'après la théorie classique. Nous pouvons construire la courbe de variation de ρ en fonction de E (fig. 4). Cette courbe nous permet de déterminer graphiquement la valeur de l'énergie correspondant à $\rho=1$. Elle est de $153,76 \text{ eV}$; au-delà de cette valeur, ρ varie très lentement. En ne prenant la courbe (fig. 4) qu'à partir de $E=100 \text{ eV}$, les phénomènes inverses se compensent et les deux méthodes donnent alors des sections efficaces équivalentes.

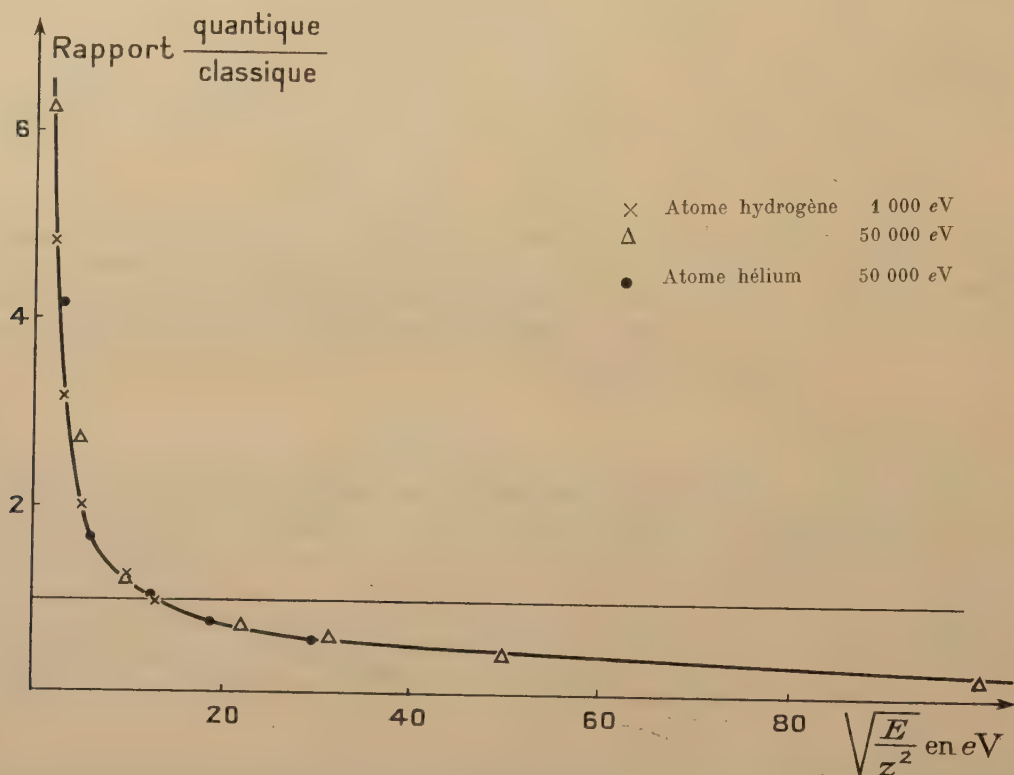


FIG. 4.

Il nous a paru, ensuite, intéressant de voir quelle était l'influence de la valeur de l'énergie cinétique de la particule incidente. Nous avons fait un calcul analogue pour un électron incident de $5 \cdot 10^4 \text{ eV}$, l'énergie de l'électron émis allant jusqu'à 10^4 eV . Les résultats sont portés dans le tableau XII suivant :

TABLEAU XII
Electron incident $5 \cdot 10^4 \text{ eV}$

$E(\text{eV})$	$\sqrt{E}$	$d\sigma/dp \text{ cl.}$	$d\sigma/dp \text{ qu.}$	Rapport quant./clas.
4	2	0,2690	1,7972	6,22558
25	5	0,1517	0,40884	2,69434
100	10	0,0367	0,04529	1,23339
500	22,36	$40,936 \times 10^{-4}$	$29,61205 \times 10^{-4}$	0,72337
1 000	31,62	$14,9038 \times 10^{-4}$	$8,81408 \times 10^{-4}$	0,59140
2 500	50	$3,8382 \times 10^{-4}$	$1,76372 \times 10^{-4}$	0,45952
10 000	100	$48,410 \times 10^{-6}$	$12,51209 \times 10^{-6}$	0,25846

La figure 4 comprend, outre les valeurs du rapport quantique/classique, dans le cas de l'électron incident de $1 000 \text{ eV}$, les points correspondant au calcul ci-dessus. L'ensemble

des deux résultats constitue une seule courbe très homogène, qui nous permet de conclure que le rapport est indépendant de l'énergie de la particule incidente.

D. Extension des résultats trouvés à des atomes hydrogénoïdes. — Etant donné que la fonction d'onde de l'électron émis après le choc n'est connue que dans le cas d'un atome d'hydrogène, nous ne pouvons envisager des calculs ultérieurs que pour l'He, pour lequel, d'après SOMMERFELD, l'approximation serait encore valable. Si nous voulons, par exemple, poursuivre vers des atomes de numéro atomique plus élevé, il nous faut faire la restriction de n'envisager que des atomes hydrogénoïdes et de calculer le potentiel d'ionisation du seul électron existant d'après les formules concernant de tels atomes.

Tous ces calculs sont faits pour essayer d'apporter un élément de simplification à la formule résultant du calcul quantique : nous cherchons, en effet, à trouver une variable réduite, qui nous semble, d'après des conditions d'homogénéité de la formule, être $\sqrt{E}/Z$.

Nous avons donc étendu les calculs faits pour l'hydrogène à un atome d'He, en prenant un $Z_{\text{eff}}=1,69$ et un potentiel moyen d'ionisation de 40 eV qui tient compte, dans sa valeur globale, du recul du noyau. L'électron incident a une énergie de 5.10^4 eV ; les résultats des calculs sont résumés dans le tableau XIII suivant :

TABLEAU XIII
Atome He. Electron incident $5 \cdot 10^4$ eV

E (eV)	$\sqrt{E}$	$\sqrt{E}/1,69$	Rapport quant./clas.
25	5	2,958	4,15
100	10	5,92	1,65
439,15	20,95	12,40	1,06
1 000	31,62	18,71	0,76
2 500	50	29,58	0,58

A côté des valeurs choisies pour l'énergie de l'électron émis, nous avons inscrit les valeurs de la variable réduite que nous avons introduite. Les valeurs du rapport peuvent être portées sur la figure 4 et nous voyons que les points se placent correctement sur la courbe tracée. $\sqrt{E}/Z$ apparaît donc bien comme étant la variable réduite de ce calcul.

Pour montrer la généralité de cette conclusion nous avons poursuivi le calcul pour des atomes hydrogénoïdes dont le numéro atomique est plus élevé. Nous avons pris successivement des atomes de $Z=12, 24, 35$ et 47 et calculé dans chaque cas le rapport quantique/classique en considérant un électron incident de $5 \cdot 10^5$ eV et un électron émis avec une énergie de $153,76 \times Z^2$ eV. D'après ce que nous avons dit plus haut le rapport doit être égal à l'unité. Les potentiels d'ionisation de l'électron étudié et qui sera arraché sont donnés par la formule : $13,5 \times Z^2$. Les calculs sont résumés dans le tableau suivant :

TABLEAU XIV

Z	Potentiel d'ionisation	Energie électr. émis	Rapport quant./clas.
12	1 944	22 141	1,0065
24	7 776	88 565	0,9807
35	16 255	185 141	0,97798
47	26 821	339 655	0,99150

Les rapports sont pratiquement égaux à l'unité.

Dans la suite des calculs et lorsque nous pourrons assimiler certains électrons des atomes constituant l'émulsion aux électrons d'un atome hydrogénoïde particulier, la variable réduite considérée plus haut nous permettra de savoir dans quel domaine les 2 théories sont comparables et par conséquent conduisent l'une et l'autre à un résultat convenable.

VI. DÉTERMINATION DE LA SENSIBILITÉ DES CRISTAUX DE DIVERSES ÉMULSIONS

Les résultats négatifs du chapitre IV et les calculs ultérieurs nous ont conduit à justifier l'hypothèse suivante : les électrons arrachés par la particule incidente, lorsqu'elle traverse le cristal, qu'ils proviennent des ions Ag^+ ou Br^- , apportent leur contribution à la formation de l'image latente, car ils arrachent à leur tour des électrons participant à la formation des trous positifs. Nous pouvons maintenant définir la sensibilité des cristaux. En nous appuyant sur les théories précédentes, nous allons étudier le cas de la trace produite par un proton incident traversant les ions Br^- et Ag^+ d'une émulsion G5. Nous calculerons la répartition en énergie de tous les électrons ionisés le long de la trajectoire de la particule incidente. Nous étudierons la sensibilité des cristaux de AgBr de l'émulsion G5 pour un proton, d'abord au minimum d'ionisation, puis en lui supposant une énergie variable ; dans ce cas nous comparerons les granulations théorique et expérimentale de la trace correspondante. Enfin, nous tiendrons compte des résultats expérimentaux des émulsions hypersensibilisées.

A. Définition de la sensibilité. — Nous avons été amené à estimer qu'à chaque électron de l'ion Br^- arraché, soit par la particule incidente, soit au cours d'un phénomène secondaire par un des électrons émis lors du passage de cette même particule, correspondait la formation d'un trou positif. Mais nous ne pouvons tenir compte ni des cristaux morts, ni des cristaux spontanément développables. Il existe d'autre part des rayons δ , qui sont dus à des électrons arrachés à un des constituants du cristal avec une énergie cinétique suffisante pour rendre développable au moins le cristal voisin de celui où il est émis. Il peut y avoir aussi des électrons arrachés à un des atomes composant la gélatine dans une région assez proche du cristal de AgBr pour qu'ils puissent y pénétrer et permettre la formation de trous positifs. Toutes ces éventualités ont une probabilité très faible et ont des influences opposées, ce qui nous permet, en première approximation, de ne pas en tenir compte et justifie l'hypothèse que nous énoncions au début de ce paragraphe.

La base des considérations utilisées pour définir la sensibilité des cristaux de l'émulsion G5 repose sur le fait que le nombre d'électrons arrachés par la particule incidente — sur 100 μ , par exemple — doit être supérieur au nombre de grains de la trace correspondante. Or, les chapitres précédents nous ont conduit à déterminer la répartition en énergie de tous les électrons émis. Si certains électrons ne sont pas efficaces, cela vient vraisemblablement de ce qu'ils n'ont pas une énergie cinétique suffisante ; il y a donc un seuil d'énergie à déterminer et c'est cette caractéristique que nous associerons à chaque cristal de AgBr pour définir la sensibilité.

Il nous aurait semblé plus intéressant de ne pas exprimer la sensibilité en électrons volts, mais de parler plutôt du nombre de trous positifs nécessaires pour avoir un cristal rendu développable. Il nous faudrait connaître le nombre d'électrons de l'ion Br^- que peut arracher l'électron émis avec une énergie cinétique correspondant au seuil dont nous parlions plus haut. Or, nous verrons, dans les paragraphes suivants, que ce seuil correspond à des énergies de l'ordre de 100 eV : cette valeur est trop faible pour que les théories développées dans ce travail puissent être utilisées pour calculer le nombre de trous positifs émis. Nous donnerons donc comme résultat une sensibilité s'exprimant dans la même unité que les énergies.

B. Répartition en énergie des électrons émis. — La formule utilisée est :

$$(19) \quad \frac{d\sigma}{dp} = \frac{I}{(E + E_0)^2} \cdot \frac{2 \pi e^4}{m^2 v^2} \cdot P$$

qui devient :

$$(20) \quad P(E) \cdot dE = \frac{2 \pi e^4}{m v^2} \cdot \frac{dE}{(E + E_0)^2}$$

Soit $\mathcal{N}$ le nombre d'électrons de la couche envisagée par unité de volume. $P(E) \cdot dE$ est la

probabilité pour qu'un électron de la couche considérée soit émis avec une énergie comprise entre E et $E + dE$. Le nombre de ces électrons est :

$$(21) \quad N = \mathcal{N} \cdot P(E) \cdot dE = \frac{2\pi \mathcal{N} e^4}{mv^2} \cdot \frac{dE}{(E + E_0)^2}$$

Nous ferons les calculs en eV et nous prendrons différentes valeurs de l'énergie cinétique avec $dE = 5 \text{ eV}$.

Nous allons pouvoir ainsi déterminer le nombre d'électrons ayant une énergie cinétique donnée : 5, 10, 40, 100, 500, 2 000, 10 000 et 40 000 eV .

Les calculs sont faits successivement pour les différentes couches de Br^- et Ag^+ . Puis, comme nous cherchons, pour une énergie donnée, le nombre total d'électrons correspondant, sans qu'il soit utile pour nous de savoir de quel ion et de quelle couche viennent les différents électrons comptés, nous sommons les résultats calculés pour une énergie donnée.

Avant d'indiquer ces résultats définitifs, il nous semble intéressant d'étudier, suivant les valeurs de l'énergie envisagée, quelle est l'influence des différentes couches. Pour les faibles valeurs de l'énergie cinétique, ce sont les couches périphériques qui donnent toute la contribution. Au contraire, à l'autre extrémité du domaine de variation des énergies cinétiques, le plus grand nombre des électrons arrachés appartient aux couches plus profondes. Nous allons, pour montrer clairement ce fait, donner les résultats acquis pour les électrons de l'ion Br^- en prenant les deux valeurs extrêmes de l'énergie cinétique ; soit $P(5)$ et $P(40\,000)$.

TABLEAU XV
Nombre d'électrons arrachés

Br^-	$P(5)$	$P(40\,000)$
Couche N	934,3	840×10^{-7}
Couche M	7,960	$1\,873 \times 10^{-7}$
Couche L	$5,564 \times 10^{-2}$	779×10^{-7}
Couche K	$1,844 \times 10^{-4}$	117×10^{-7}

Il nous reste à donner le tableau définitif où nous avons inscrit, en face des énergies, les nombres d'électrons pour un parcours de la particule incidente de 1 cm dans l'émulsion.

TABLEAU XVI

Energie cinétique de l'électron émis	Nombre correspondant
5 eV	1 021
10 »	541
40 »	100
100 »	28
500 »	2,5
2 000 »	23×10^{-2}
10 000 »	$1,2 \times 10^{-2}$
40 000 »	$8,2 \times 10^{-4}$

Ce tableau répond à un des premiers objectifs que nous nous étions fixés : nous avons ainsi tous les renseignements concernant les électrons arrachés par la particule incidente aux cristaux de bromure d'argent de l'émulsion G5. Ils vont nous permettre maintenant d'étudier la sensibilité de ces cristaux.

C. Calcul de la sensibilité : proton incident au minimum d'ionisation. — Ecrivons tout de suite la condition expérimentale que nous retenons : dans une émulsion G5, la trace d'un proton au minimum d'ionisation compte environ 20 grains par 100 microns.

Les calculs fixant la granulation sont ceux qui donnent le nombre d'électrons émis N (équation 21) sur un parcours de 100 μ . Le nombre total de grains est obtenu en intégrant la relation. La limite supérieure correspond à l'énergie cinétique maximum que peut prendre l'électron émis. C'est une valeur très grande qui, figurant au dénominateur, apporte une contribution négligeable. Il nous faut déterminer la limite inférieure $E_{\min}$ de manière que :

$$(22) \quad \sum_{\text{couches K... N}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{2 \pi \mathcal{N} e^4}{m v^2} \cdot \frac{dE}{(E + E_0)^2} \times \frac{1}{100} = 20$$

En faisant les calculs par approximations successives, nous aboutissons au résultat suivant en prenant $E_{\min} = 30$ eV comme seuil de sensibilité pour les cristaux d'une émulsion G5,

TABLEAU XVII

Contribution	Ag ⁺	Br ⁻
Couche N	7,0	7,4
Couche M	1,0	2,8
Couche L	0,1	0,2
Couche K	0,0	0,0

soit un total de 18,5 grains par 100 μ , valeur très voisine de celle de 20, connue expérimentalement. Il faut donc que l'électron arraché par la particule incidente dans le cristal qu'elle traverse, ait une énergie cinétique d'au-moins 30 eV pour rendre le cristal développable.

Une fois cette caractéristique donnée aux cristaux de l'émulsion étudiée, le terme :

$$\sum_{\text{couches}} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{2 \pi \mathcal{N} z^2 e^4}{m} \cdot \frac{dE}{(E + E_0)^2}$$

soit k , devient une constante et la formule que nous utilisons précédemment en vue de définir la sensibilité des cristaux peut être utilisée dans un autre but.

Nous pouvons essayer de trouver une loi simple liant la granulation $\Delta N / \Delta R$ à la perte spécifique d'énergie $\Delta E / \Delta R$. Diverses relations ont été trouvées expérimentalement. Par exemple, BURILLON⁽¹⁹⁾ trouve une loi du type :

$$\Delta R / \Delta N = t \cdot (\Delta R / \Delta E) + p$$

pour des protons d'énergie inférieure à 150 MeV.

Nos équations nous permettent de déterminer $\Delta R / \Delta N$ en fonction de l'énergie de la particule incidente. En désignant par m et M respectivement les masses au repos de l'électron et de la particule incidente et par E l'énergie de la particule incidente, la relation :

$$E = M c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right]$$

nous permet d'écrire :

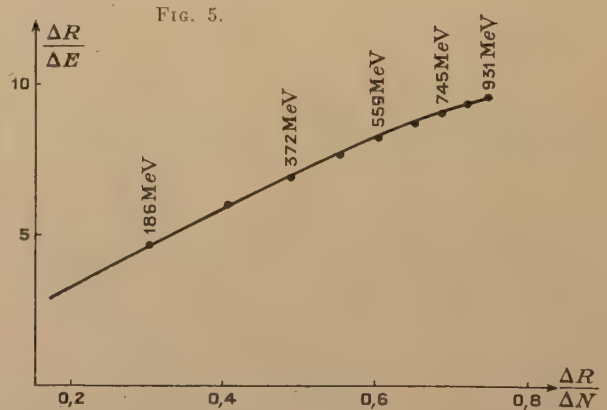
$$\frac{\Delta N}{\Delta R} = k \cdot \frac{1}{V^2} = A \frac{(E + M c^2)^2}{E(E + 2 M c^2)}$$

A étant une constante.

D'autre part, à partir de la formule de BETHE, pour une particule relativiste, nous avons :

$$\frac{\Delta E}{\Delta R} = B \left[\left\{ 1 + \frac{M^2 c^4}{E(E + 2 M c^2)} \right\} \left\{ \text{Log} \frac{E(E + 2 M c^2)}{M^2 c^4} + \text{Log} \frac{2 m c^2}{I} \right\} - 1 \right]$$

B étant une constante.



Il nous est donc facile maintenant de construire la courbe $\Delta R/\Delta N$ en fonction de $\Delta R/\Delta E$. La courbe de la figure 5 est pratiquement une droite ; nous retrouvons ainsi une courbe analogue à celle qui a été trouvée expérimentalement par BURILLON.

Remarquons également que nos calculs nous donnent non pas la granulation mais le nombre d'électrons arrachés par la particule incidente. Lorsque l'énergie de la particule diminue, ce nombre est certainement supérieur à la granulation, car plusieurs électrons peuvent être arrachés dans le même cristal. Cette remarque nous permet de penser que la pente réelle de la droite de la figure précédente serait vraisemblablement plus grande.

D. Calcul de la sensibilité : proton incident relativement lent. — Les résultats expérimentaux que nous prendrons comme base concernent une émulsion G5 qui a été développée de manière que les traces au minimum d'ionisation ne soient pas comptables⁽²⁰⁾. Les valeurs expérimentales sont données dans le tableau XVIII. L'énergie du proton incident varie de 30 à 150 MeV. La formule que nous utilisons dans nos calculs est toujours celle donnée au paragraphe précédent (22). Nous avons pris deux valeurs pour $E_{\min}$ (seuil de sensibilité) pour mieux encadrer les valeurs expérimentales.

TABLEAU XVIII
Densité de grains

Energie proton	Résultats calculés		Rés. expér.
	$E_{\min}=100$ eV	150 eV	
15 MeV	228	172,6	
30 »	114	86	88
45 »	76	57	63
60 »	57	43	51
160 »	23	17	28

Un calcul rapide montrerait que le proton au minimum d'ionisation donnerait, dans une telle émulsion, une trace avec une granulation très faible (2 grains/100 μ), ce qui correspond bien aux caractéristiques expérimentales données plus haut.

E. Conclusion. — Dans le cas des émulsions G5, les calculs que nous avons faits expliquent de manière satisfaisante les granulations observées. Mais les émulsions ionographiques russes récentes (BOGOMOLOV, PERFILOV) présentent, pour les particules au minimum d'ionisation, des granulations bien supérieures à celles que l'on observe dans les émulsions G5 : émulsions de BOGOMOLOV⁽²¹⁾ (Inst. NIKFI) hypersensibilisées 100 grains/100 microns ; émulsions de PERFILOV⁽²²⁾ (Léningrad) 60 grains/100 microns.

Or, même en supposant que les cristaux de AgBr soient rendus développables pour des énergies extrêmement faibles, le nombre maximum que l'on peut obtenir par nos calculs est de 53 grains/100 μ . Il semble donc que des phénomènes autres que les phénomènes d'ionisation que nous avons fait intervenir entrent en jeu dans des conditions convenables.

VII. CONCLUSION

Ainsi que nous l'indiquions au début de ce travail, notre but était d'essayer de définir une caractéristique des cristaux de AgBr, constituant les émulsions ionographiques, appelée sensibilité, et permettant d'expliquer le comportement différent des émulsions connues aux particules ionisantes.

Pour atteindre ce but nous avons essayé d'utiliser le mieux possible les théories connues sur la formation de l'image latente. Mais, pour résoudre complètement ce problème, nous avons été amené à aborder d'autres questions et, en particulier, de reprendre la collision d'un électron libre avec un atome d'hydrogène. Les deux théories, quantique et classique, ont été comparées avec le plus de précision possible. L'introduction de la variable réduite ouvre la voie à la poursuite de cette étude, des travaux pouvant être entrepris dans le cas où la particule incidente serait un proton.

Nous n'insisterons pas sur la première détermination de la sensibilité, utilisant les équations de BERRIMAN. A la lumière des théories développées tout au long de ce travail, ces équations ne semblent pas atteindre le phénomène physique en lui-même.

D'après la théorie de MITCHELL, les trous positifs produits par le passage de la particule incidente dans le cristal de AgBr correspondent aux électrons de l'ion Br^- qui sont arrachés. Une première détermination du nombre de ces trous positifs, faite à partir du calcul de la perte moyenne d'énergie, nous permet de conclure à l'insuffisance du phénomène primaire, tel que l'envisage MITCHELL. Mais une hypothèse vient immédiatement à l'esprit : tous les électrons, qu'ils soient issus des ions Ag^+ ou Br^- , contribuent à émettre des électrons venant d'ions Br^- , donc des trous positifs. Nous avons ainsi pu trouver un seuil pour l'énergie cinétique de l'électron émis par la particule incidente et cela nous a permis de définir une sensibilité.

Nous insisterons sur les résultats du dernier chapitre concernant la granulation de la trace d'une particule au minimum d'ionisation ; pour que cette dernière ait, dans une émulsion G5 et après développement, une vingtaine de grains par 100 microns, nous avons trouvé que le seuil de l'énergie cinétique de l'électron émis par la particule incidente devait être de l'ordre de 30 eV. Mais nous avons vu que ce résultat, satisfaisant dans le cas d'une émulsion G5, se trouve être en contradiction avec les résultats obtenus au moyen des émulsions hypersensibilisées. Or, nous pouvons dire que notre travail a montré, de la façon la plus précise possible, ce que l'on pouvait attendre des théories sur la formation de l'image latente par émission d'électrons et de trous positifs. Le processus mis en jeu ne serait donc pas le seul à rendre le cristal développable. Comme nous avons, au cours de notre théorie, laissé de côté l'énergie perdue par la particule incidente dans les phénomènes d'excitation, il semble raisonnable de penser qu'ils peuvent apporter une contribution à la formation de l'image latente. En tenant compte simultanément des deux processus, ionisation et excitation, la sensibilité, que nous définirions pour les cristaux des émulsions ionographiques, resterait dans des limites plausibles, tout en expliquant le grand nombre de grains des émulsions hypersensibilisées.

RÉFÉRENCES

- ¹ A.BEISER, *Rev. Mod. Phys.*, t. **24**, 1952, p. 274.
- ² R.W.GURNEY & N.F.MOTT, *Proc. Royal Soc. [A]*, t. **164**, 1938, p. 151-167.
- ³ J.R.HAYNES & W.SHOCKLEY, *Phys. Review*, t. **82**, 1951, p. 935.
- ⁴ J.MITCHELL, *Sci. Indust. phot. [2]*, t. **29**, 1958, p. 1-13 et 41-45.
- ⁵ R.W.BERRIMAN, *Sci. Indust. phot. [2]*, t. **23A**, 1951, p. 321-336.
- ⁶ L.LANDAU, *Jl Physics*, t. **8**, n° 4, 1944, p. 201.
- ⁷ C.GEGAUFF & J.BOISSIER, *Jl Phys.* [8], t. **17**, 1956, p. 162-163.
- ⁸ P.H.FOWLER & D.H.PERKINS, *Phil. Mag.*, t. **41**, 1950, p. 169.
- ⁹ R.BROWN *et al.* *Nature*, t. **163**, 1950, p. 47.
- ¹⁰ M.MORAND, M.-C.LE GENTIL & S.DESPRES-REBAUD, *C.R. Ac. Sc.*, t. **245**, 1957, p. 1920-1922.
- ¹¹ L.VIGNERON, Thèse Paris, 26 mars 1952.
- ¹² Tables de BARKAS, U.C.R.L.
- ¹³ Y.CAUCHOIS, *Jl Phys.* [8], t. **16**, 1955, p. 253-262.
- ¹⁴ M.GRYZINSKI, *Phys. Review*, t. **107**, 1957, p. 1471.
- ¹⁵ H.S.W.MASSEY & C.B.O.MOHR, *Proc. Royal Soc. [A]*, t. **140**, 1933, p. 613-636.
- ¹⁶ A.SOMMERFELD, *Ann. Phys.*, t. **11**, 1931, p. 257.
- ¹⁷ E.FERMI, *Nuclear Physics*, 1950, p. 18.
- ¹⁸ W.L.FITE & R.T.BRACKMAN, *Phys. Review*, t. **112**, 1958, p. 1141.
- ¹⁹ A.BURILLON, D.E.S., Paris, 1950.
- ²⁰ S.DESPRES, Thèse Paris, 1956.
- ²¹ C.S.BOGOMOLOV, *Zh. nauch. prikl. Fot. Kine*, t. **3**, 1958, p. 52.
- ²² N.A.PERFILOV, *Jl Nucl. Energy*, t. **2**, n° 9, 1959, p. 90.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été préparé et réalisé dans la Laboratoire de Physique Enseignement dirigé par Monsieur le Professeur M.MORAND. Mon premier devoir, et combien agréable, est de lui dire ma très sincère et très vive gratitude ; c'est, en effet, de façon presque constante qu'il a orienté, suivi et contrôlé ces recherches qui lui doivent beaucoup.

Je suis également heureuse de remercier tous mes camarades de laboratoire, dont l'aide, si spontanément offerte, m'a été bien précieuse ; en créant une atmosphère propice, ils m'ont apporté un encouragement moral des plus efficaces. Ma reconnaissance va tout spécialement à Madame S.DESPRES ; son expérience m'a beaucoup servi et je lui sais gré de sa complaisance qui a été aussi dévouée qu'inlassable.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
I. — <i>Introduction</i>	5
II. — <i>Théories sur la formation de l'image latente</i>	6
A. Théorie de GURNEY & MOTT	6
B. Théorie de MITCHELL	6
C. Possibilités d'utilisation des deux méthodes	7
III. — <i>Influence des fluctuations sur la perte spécifique d'énergie</i>	7
A. Rappel de la théorie de BERRIMAN	7
B. Introduction des fluctuations sur la perte spécifique d'énergie	8
C. Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes	8
D. Détermination théorique de la sensibilité des émulsions	10
E. Remarque sur les résultats obtenus	11
F. Etude théorique des caractéristiques de la « meilleure émulsion »	11
IV. — <i>Première évaluation du nombre de trous positifs</i>	12
A. Perte d'énergie dans l'émulsion	13
B. Perte d'énergie dans le bromure d'argent	13
C. Détermination du nombre de trous positifs	14
V. — <i>Distribution en énergie des électrons émis (cas des atomes hydrogénéoides)</i>	15
A. Théorie quantique	15
B. Théorie classique	16
C. Comparaison des résultats obtenus par les deux méthodes	17
D. Extension des résultats trouvés à des atomes hydrogénéoides	19
VI. — <i>Détermination de la sensibilité des cristaux de diverses émulsions</i>	20
A. Définition de la sensibilité	20
B. Répartition en énergie des électrons émis	20
C. Calcul de la sensibilité : proton incident au minimum d'ionisation	21
D. Calcul de la sensibilité : proton incident relativement lent	23
E. Conclusion	23
VII. — <i>Conclusion</i>	23
<i>Références</i>	24
<i>Remerciements</i>	24

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

THÉORIES SUR LES ORIGINES DU RAYONNEMENT COSMIQUE.

Vu
ET PERMIS D'IMPRIMER.
Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean SARRAILH.

VU ET APPROUVÉ
Paris, le
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. PÉRÈS

BESANÇON
IMPRIMERIE JACQUES ET DEMONTROND
1960

BESANÇON
IMPRIMERIE JACQUES ET DEMONTROND
1960